

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE CLERMONT

POUR OBTENIR

LE TITRE D'INGÉNIEUR-DOCTEUR

PAR

Robert ROULLET

*Ingénieur E.N.S.C.C., Licencié es-Sciences
Diplômé d'Etudes Supérieures*

PREMIÈRE THÈSE :

ÉTUDE DE LA DISTRIBUTION DES DIFFÉRENTS ÉLÉMENTS D'UN PAPIER A L'AIDE DE TRACEURS RADIOACTIFS

DEUXIÈME THÈSE :

LES CHAMBRES A BULLES A LIQUIDES LOURDS

*Soutenues le 4 mai 1963
devant la Commission d'Examen*

Président : M. le Doyen E. DUBOIS

Examineurs : { M. R. RAMBAUD
Mme M. AVAN
M. L. AVAN
M. G. COURTOIS

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE CLERMONT

POUR OBTENIR

LE TITRE D'INGÉNIEUR-DOCTEUR

PAR

Robert ROULLET

*Ingénieur E.N.S.C.C., Licencié es-Sciences
Diplômé d'Etudes Supérieures*

PREMIÈRE THÈSE :

ÉTUDE DE LA DISTRIBUTION DES DIFFÉRENTS ÉLÉMENTS D'UN PAPIER A L'AIDE DE TRACEURS RADIOACTIFS

DEUXIÈME THÈSE :

LES CHAMBRES A BULLES A LIQUIDES LOURDS

*Soutenues le 4 mai 1963
devant la Commission d'Examen*

Président : M. le Doyen E. DUBOIS

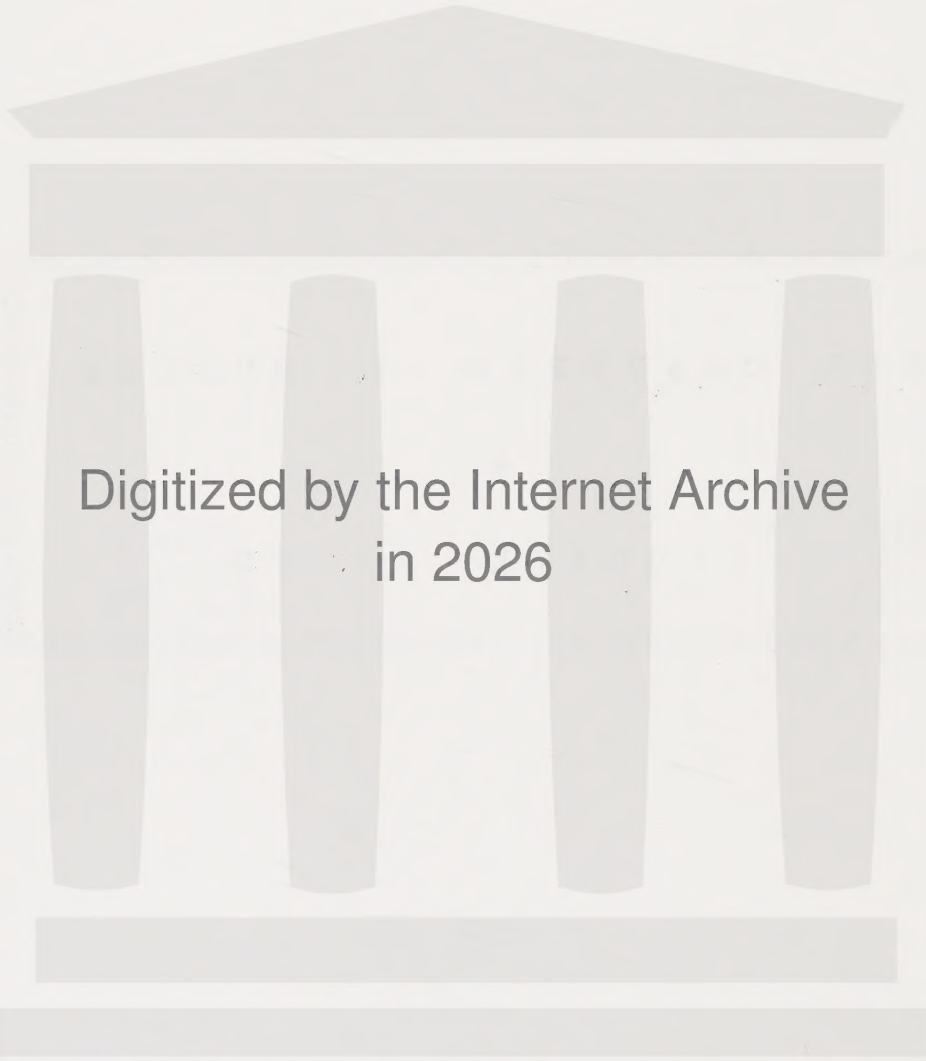
Examineurs : { M. R. RAMBAUD
Mme M. AVAN
M. L. AVAN
M. G. COURTOIS



LES CHAMBRES A BULLES

à

LIQUIDE LEURD



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546608_0016

R E S U M E

Après un court rappel historique nous situons l'étude par des généralités sur l'état surchauffé et sur le schéma de fonctionnement d'une chambre.

Ensuite les différentes théories de germination sous radiations et de croissance des bulles sont développées plus particulièrement et illustrées par quelques résultats les confirmant ou les infirmant.

Dans une dernière partie, nous étudions les caractéristiques des différents liquides lourds, et nous terminons par la réalisation pratique et une chambre à propane-freon.

T A B L E d e s M A T I E R E S

I	-	<u>INTRODUCTION</u>	1
II	-	<u>HISTORIQUE</u>	2
III	-	<u>GENERALITES SUR LES CHAMBRES</u>	
		A) Principe	3
		B) Differentes phases de fonctionnement	5
IV	-	<u>GERMINATION DES BULLES</u>	
		A) Théorie électrostatique	8
		B) Théorie de l'aiguille chaude	15
		C) Autres théories	21
V	-	<u>CROISSANCE DES BULLES</u>	22
VI	-	<u>LIQUIDES LOURDS</u>	
		A) Pouvoir d'Arrêt	25
		B) Différents liquides	26
VII	-	<u>REALISATION d'UNE CHAMBRE A FREON</u>	30

I - I N T R O D U C T I O N

La chambre à bulles est un nouveau détecteur de particules qui combine les avantages de la chambre de WILSON et des émulsions nucléaires pour les expériences avec les accélérateurs de grandes énergies.

Une chambre se compose d'une enceinte pourvue de fenêtres et remplie d'un liquide à une température supérieure à la température d'ébullition, mais auquel on applique une pression suffisante pour maintenir cet état liquide. A l'aide d'un système mécanique on provoque une brusque détente et le liquide se trouve soudainement dans un état thermodynamique instable. Si le degré d'instabilité est suffisant, il suffit de l'ionisation produite par une particule pour obtenir la formation d'un chapelet de bulles le long de la trajectoire.

A l'aide de caméras synchronisées à la détente on enregistre le phénomène. Grâce à ce système nous avons matérialisé la trajectoire de la particule.

D'après la densité des bulles nous pourrions mesurer la vitesse des particules exactement de la même façon qu'avec les émulsions nucléaires, avec l'avantage que le bruit de fond peut être réduit considérablement par le choix judicieux du temps de détente et de flash de telle façon que chaque photographie représente les événements seulement durant le temps d'arrivée du faisceau.

La combinaison d'une chambre de grandes dimensions avec un liquide lourd et un cycle bref permet d'enregistrer de nombreux phénomènes très variés, en un temps relativement court ce qui est primordial quand on connaît le prix de fonctionnement d'un appareil comme un accélérateur.

Les possibilités de mesure avec précision du moment magnétique, de la vitesse et la faible distorsion géométrique permettent des analyses quantitatives des phénomènes.

Le choix du liquide permet l'étude de phénomènes différents, c'est ainsi que l'hydrogène liquide est utilisé comme cible de protons purs, le Deuterium pour les études mettant en jeu les neutrons, les Hydrocarbures pour les études nécessitant un faible pouvoir d'arrêt et quand la cible doit être identique à H_2 ou C pour les réactions cinématiques, enfin les liquides lourds pour obtenir de grands pouvoirs d'arrêt afin d'obtenir par exemple la production de paires par un gamma.

Dans ce mémoire nous étudierons plus particulièrement les liquides lourds mais toutes les théories de germination et de croissance des bulles sont identiques quelque soit le liquide.

II - HISTORIQUE

On recherchait un appareil pour les expériences de Physique de haute énergie permettant de transformer la perte d'énergie d'une particule en un phénomène macroscopique. L'idée fut d'utiliser un état métastable qui changerait au passage d'une particule ; cette idée n'était pas neuve puisqu'elle était déjà employée dans le compteur GEIGER, la chambre de WILSON mais GLASER sut choisir un état stable rapidement réversible et facilement contrôlable. Il s'orienta ainsi vers l'état surchauffé d'un liquide qui donnait naissance à des bulles sur le parcours de la particule. Il développa une théorie simple suivant laquelle les bulles se développeraient quand la pression de vapeur de liquide plus la répulsion électrostatique de groupes de charges sont supérieures à la tension de surface du liquide. Il vérifia cette théorie à l'aide de diethyl-ether et il construisit une première chambre en verre de petites dimensions qui utilisait des liquides organiques comme milieu sensible. Le prix NOBEL vint récompenser ce chercheur qui venait de donner à la Physique des hautes énergies un outil de choix.

En 1953, le Professeur ALVAREZ du Lawrence Radiation Laboratory vit toute l'importance que ce nouveau détecteur revêtait pour l'utilisation du bevatron de 6 G.e.V et il lança l'audacieux programme de construction de chambre à bulles de 10, 15 et 72 inches (25 cm, 38 cm et 1,83 m.)

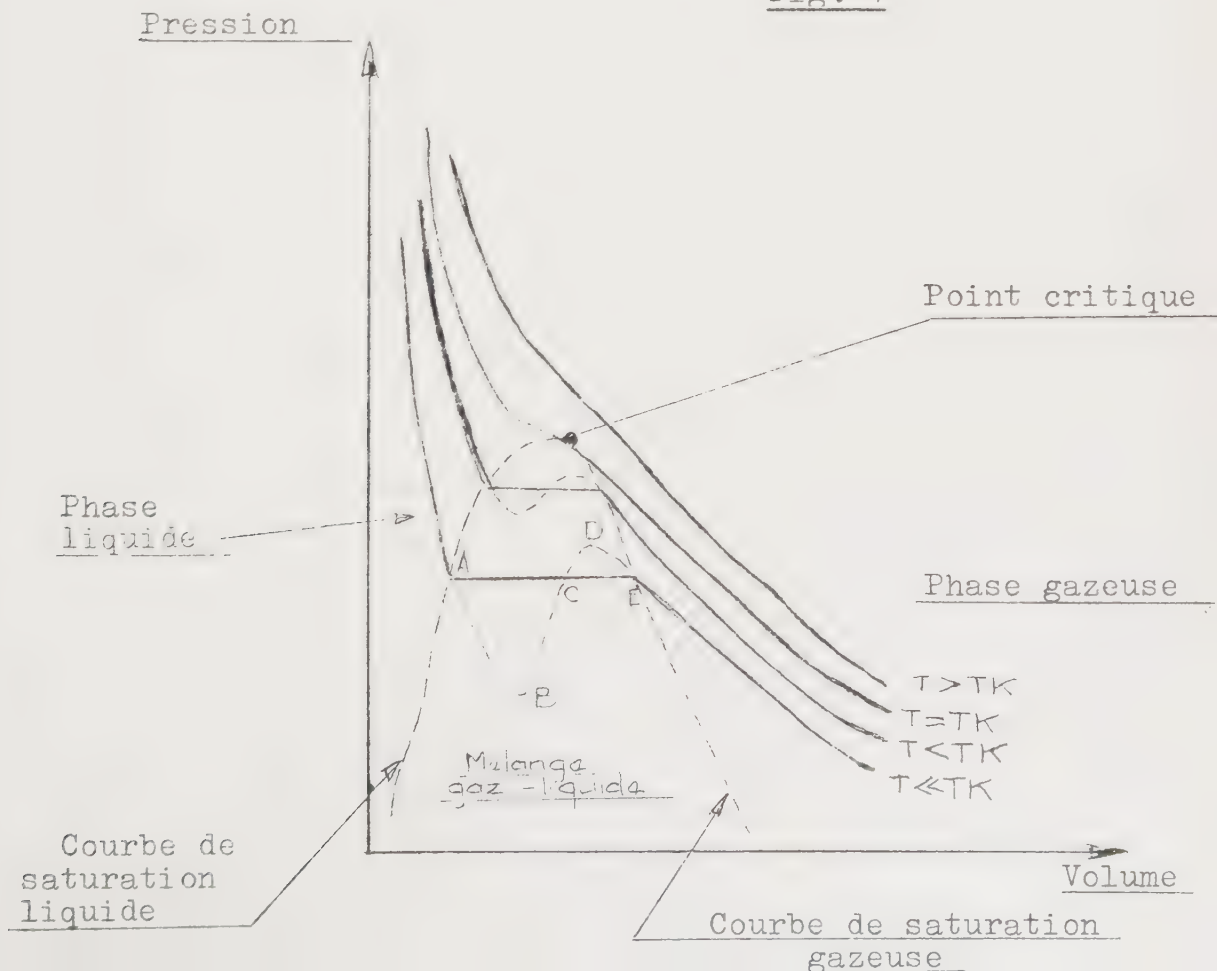
Depuis GLASER, de nombreuses personnes se sont penchées sur le problème et plusieurs théories ont vu le jour, avant de les décrire il convient de signaler qu'à l'heure actuelle des chercheurs continuent à étudier les différents paramètres des chambres à bulles et que celles-ci sont encore en pleine évolution aussi bien du point de vue théorique que du point de vue technologique.

III - GENERALITES

A) PRINCIPE de BASE : LIQUIDE SURCHAUFFE

On comprend facilement le fonctionnement d'une chambre à bulles en regardant sur le diagramme pression-volume les isothermes au voisinage du point critique.

Fig. 1



Si la pression sur un liquide décroît lentement dans un vase, le gaz commence à se former au point où l'isotherme coupe la courbe de saturation liquide soit en A sur la figure.

Le volume croit suivant la droite A C E de pression constante jusqu'à ce que le liquide soit entièrement vaporisé. Si l'on répète cette expérience dans un récipient très propre et sans aspérité, la pression peut passer du point A jusqu'en B, cette région est instable et soudain le liquide se met à bouillir augmentant la pression et formant un mélange à l'équilibre gaz-liquide. Si l'enceinte n'a pas d'aspérités sur lesquelles pourraient se former des germes de bulles et si au départ il n'y a pas de bulles le liquide reste dans son état métastable.

Le temps durant lequel le liquide peut être maintenu dans un tel état dépend entre autre du degré de surchauffe et en l'absence d'ionisation il est possible de maintenir de nombreux liquides dans cet état instable durant quelques secondes.

GLASER réalisa ainsi une chambre "propre" qui était un petit ballon de verre dans lequel on mettait deux liquides différents (fig.2)

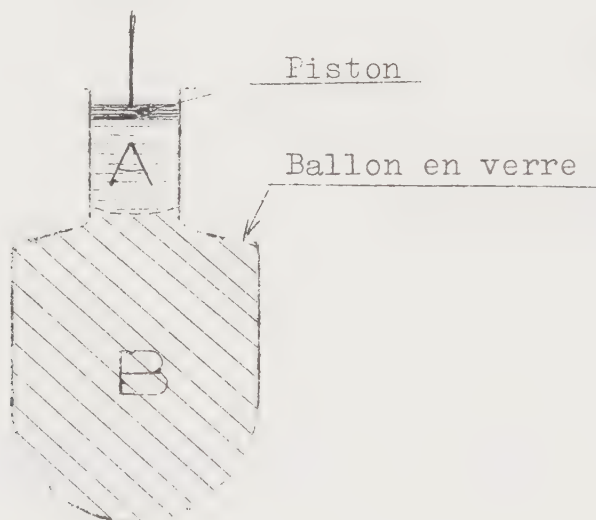


Fig. 2

B est le liquide sensible et A est un liquide de point d'ébullition plus élevé et de densité plus faible que B. Il sert de coussin entre B et le piston (ou le diaphragme) et ainsi empêche le liquide sensible d'être en contact avec des aspérités. D'autres fois on ne met pas de liquide intermédiaire, mais on refroidit le col pour éviter l'apparition de bulles qui se forment spontanément dans un liquide surchauffé en présence d'aspérités.

Les chambres à Bulles n'auraient eu aucun essor si on n'avait pu utiliser les chambres "sales", en effet dans les chambres de GLASER les surfaces arrondies créaient une distorsion trop grande pour permettre la lecture des photographies. Il fallait utiliser des chambres métalliques fermées par deux fenêtres de verre planes. Une telle chambre se met immédiatement en ébullition dès que l'état est métastable du fait des angles et des coins autour des fenêtres, d'où l'adjectif de "sale" par opposition aux chambres "propres".

Une baisse subite de pression amenait une ébullition autour de ces aspérités mais l'intérieur restait sensible à l'ionisation. La croissance des bulles sur le pourtour créait une pression, ce qui fait que l'on ne pouvait jamais descendre au-dessous de la pression atmosphérique mais en portant la chambre à une température supérieure à celle correspondant à la chambre "propre" on pouvait observer le passage d'un faisceau et surtout photographier le phénomène de façon satisfaisante dans les quelques millisecondes précédant l'envahissement de la chambre par les bulles.

En synchronisant l'arrivée du faisceau et la prise de vue on pouvait utiliser l'appareil.

B) DIAGRAMME DES DIFFERENTES PHASES DE FONCTIONNEMENT (fig. 3)

A l'instant t_0 (fig. 1a) un jet bref de particules est injecté dans l'accélérateur et celles-ci commencent leur rotation pour obtenir l'accélération désirée.

A l'instant t_D (fig. Ib), la pression du liquide est très rapidement abaissée. Il est en état de surchauffe et l'ébullition démarre par création de bulles microscopiques qui commencent à croître sur toutes aspérités, impuretés, etc...

A l'instant t_F (fig. Ic), très près de t_D (6 ms env.) ces premières bulles parasites n'ont pas eu le temps d'acquiescer un développement gênant. Les particules accélérées traversent la chambre en ionisant sur leur passage les molécules du liquide ; celles-ci deviennent des germes d'ébullition et créent des bulles qui commencent à croître.

Lorsqu'elles ont atteint 1/10 de mm de diamètre à l'instant t_{ph} (fig. Id) le liquide est illuminé à travers les hublots en verre par un éclair de flash et les traces apparaissent comme des fils lumineux qui sont des suites de bulles éclairées. Elles sont photographiées par un ensemble de caméras stéréoscopiques.

La croissance des bulles est alors arrêtée par une compression rapide du liquide (fig. Ie) qui les condense et ramène la chambre dans l'état de figure Ia prête pour une nouvelle photo.

Comme nous opérons dans un champ magnétique intense la mesure de la courbure, le parcours d'arrêt la densité d'ionisation, les angles de diffusion sont autant de paramètres qui permettent au physicien une analyse fine du rayonnement. Malgré l'emploi de chambres de WILSON à plusieurs plateaux et de plaques nucléaires disposées en sandwichs ou en "Stacks" on ne pouvait jusqu'alors déterminer que quelques unes des données ci-dessus.

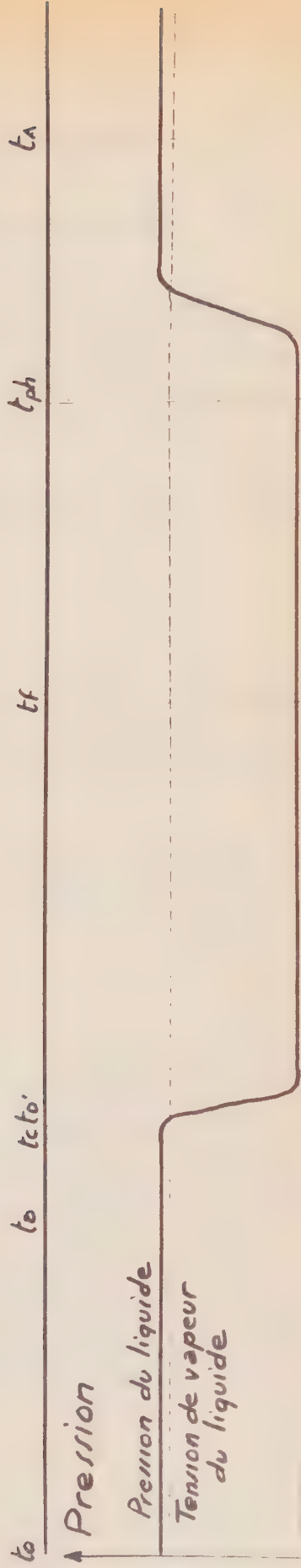
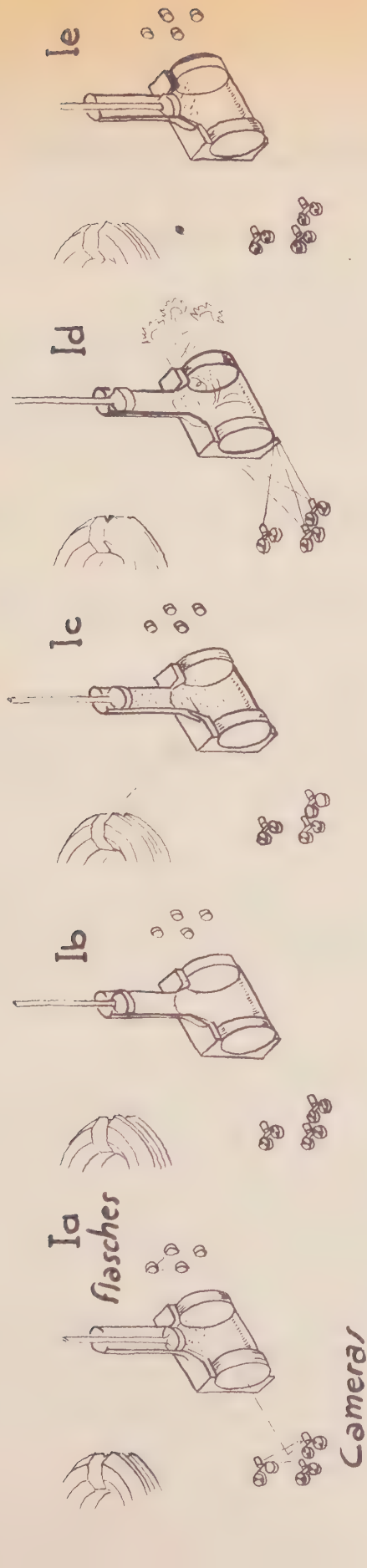


diagramme des différentes phases de fonctionnement des chambres temps

IV - GERMINATION DES BULLES SOUS RADIATION

A) THEORIE ELECTROSTATIQUE DE GLASER (1) (2)

Nous avons un liquide métastable dans lequel nous envoyons un faisceau de particule. Cet événement amène des charges d'un certain signe dans une petite région du liquide ; le liquide situé en cet endroit cherche à absorber cette énergie locale et forme des germes de bulles chargées.

Nous allons étudier les conditions de stabilité des bulles dans de telles conditions.

1°- STABILITE des BULLES :

Soit un liquide à la température T (C) à la pression P (dyne $\times$ cm²) ayant une pression de vapeur saturante $P_{\infty}(T)$ à l'interface, une tension superficielle liquide-gaz $\sigma(T)$ (dyne/cm) et une constante diélectrique $\epsilon(T)$.

Nous prenons la constante diélectrique de la phase gazeuse égale à l'unité et négligeons l'influence de la courbure d'interface pour $\sigma(T)$ de même que celle de la pression sur $\epsilon(T)$ d'après la formule de CLAUSIUS MASSOTTI.

Soit une bulle de rayon r immergée dans le liquide, on peut montrer que la pression d'équilibre de la vapeur incluse $P_r(T)$ est la même que $P_{\infty}(T)$ si l'on considère la vapeur comme un gaz parfait ce qui est différent du cas de la gouttelette immergée dans la vapeur (chambre de WILSON). Dans ce dernier cas la vapeur entourant la goutte doit être sursaturée de façon à prévenir l'évaporation, ce que l'on traduit souvent de façon incorrecte en disant que la pression de vapeur d'un liquide dépend de la courbure de l'interface. Cet état de chose a donné lieu à de nombreuses controverses mais il ne s'applique pas au cas des bulles où l'on peut écrire dans le cas de bulles non chargées.

$$\Delta P = P_r - P = P_{\infty} - P = \frac{2\sigma}{r} \quad (1)$$

$$\text{ou } r = \frac{2\sigma}{P_{\infty} - P}$$

en rappelant que :

P_{∞} = pression de vapeur saturante

P = pression appliquée

σ = tension superficielle

r = rayon de la bulle.

Si l'on place un ion portant un seul électron à l'intérieur de la bulle il est facile de montrer que les Forces électrostatiques l'obligent à se placer sur la surface de la bulle où il est maintenu par quelques forces locales semblables à celles qui maintiennent les charges de surface sur les autres diélectriques liquides ou solides.

Si nous considérons cette énergie locale de liaison indépendante de la courbure de la bulle et calculons le reste de l'énergie mettant en jeu le milieu électrostatique macroscopique d'une sphère de rayon r légèrement plus grand que le rayon c auquel l'ion est maintenu ; nous trouvons la part d'énergie W dépendant du rayon

$$W = \frac{e^2}{2r} (1 - \epsilon) \sum_{k=0}^{\infty} \left(\frac{c}{r}\right)^{2k} \frac{k+1}{(k+1)\epsilon + k}$$

ainsi l'énergie est négative et décroît quand la bulle diminue. Nous concluons que 1 chargé aide la bulle à se résorber ce qui est encore le contraire de la chambre de WILSON.

Cela s'explique qualitativement par le fait que l'énergie électrostatique d'un système diminue si la région est remplie d'un diélectrique. Naturellement la bulle ne restera pas sphérique sous l'action de ces forces mais l'effet général ne changera pas.

Dans le cas d'une seule charge le nouvel équilibre sera :

$$\Delta P = P_{\infty} - P = \frac{2\sigma}{r} + U \left(\frac{e^2}{\xi r^4} \right) \quad (2)$$

Le deuxième terme donnant seulement un ordre de grandeur.

La courbe représentant cet équilibre (fig. 4) est simplement décalée très légèrement par rapport au cas des bulles non chargées.

Si, au lieu d'une charge unique, nous déposons n charges, on peut dire approximativement que leur charge totale est répartie de façon uniforme sur la sphère, approximation d'autant meilleure que n est grand.

La nouvelle énergie est :

$$W = \frac{(ne)^2}{2 r \xi}$$

Cette énergie positive tend à faire grossir les bulles et nous avons une nouvelle équation d'équilibre avec un terme provenant de la répulsion électrostatique :

$$\Delta P = P_{\infty} - P = \frac{2\sigma}{r} - \frac{(ne)^2}{8\pi \xi r^4} \quad (3)$$

ou si l'on ne fait pas les approximations (cf. BUGG (3))

$$\Delta P = \frac{2\sigma}{r} - \frac{(ne)^2}{8\pi \xi r^4} \left(1 - \frac{\xi}{n} \right)$$

Nous avons ainsi défini les rayons critiques dans le cas des bulles chargées et non chargées. Reportons ces résultats sur la figure (4) et nous voyons les différentes régions du graphique.

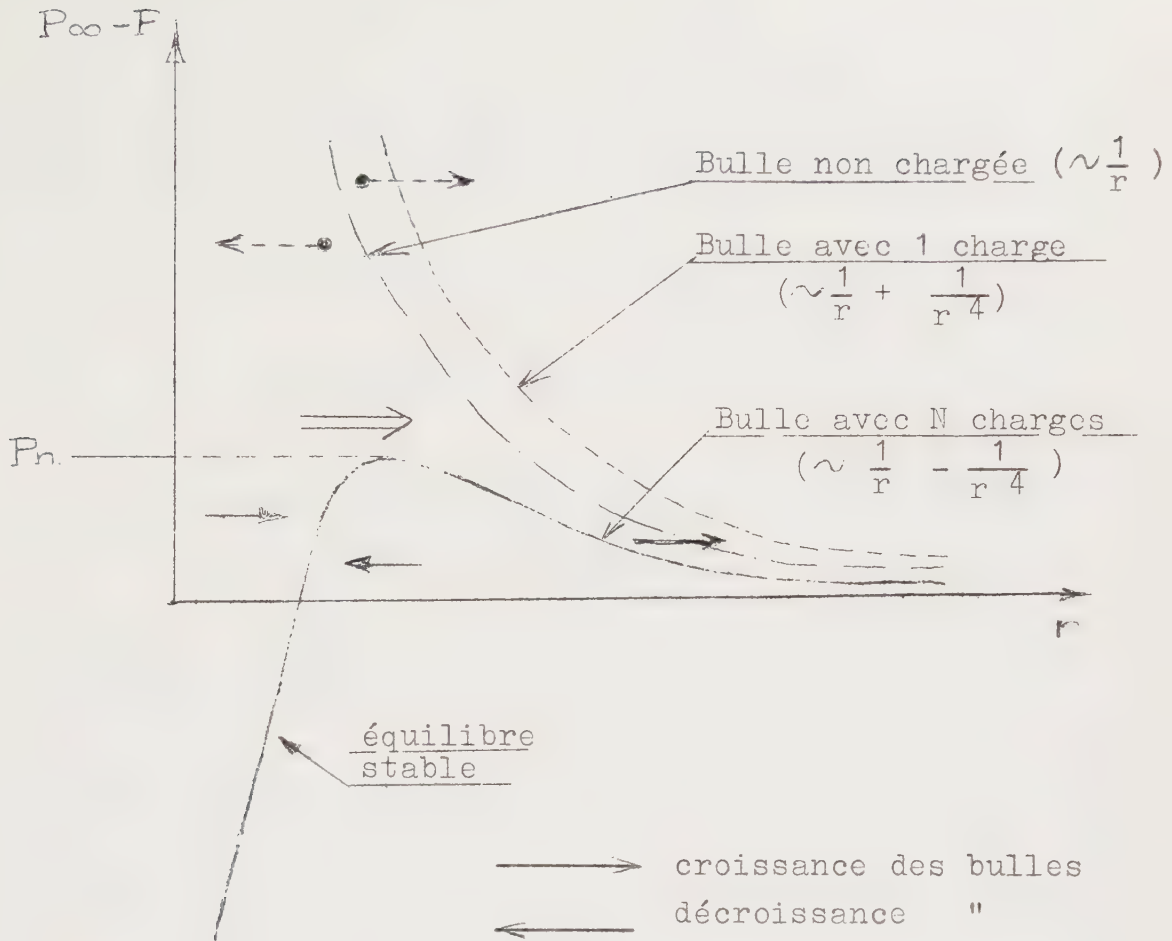


Fig. 4

pour la partie de la courbe en trait continu à gauche nous avons un équilibre stable.

2°) GERMINATION

Si dans une petite région du liquide surchauffé, un événement apporte un groupe de charges d'un signe prédominant, le liquide à cet endroit forme un germe qui tendra à prendre les dimensions d'équilibre définies par la fig. 4 pour le n et le $(P_{\infty} - P)$ donnés.

Ainsi le germe reste dans le liquide jusqu'à ce que les ions s'échappent ou s'annulent par recombinaison.

Mais, si le liquide est légèrement plus surchauffé de façon que $(P_{\infty} - P)$ soit supérieur au maximum de la courbe, alors le germe pourra grossir comme le montre la double flèche $\Longrightarrow$ sur la fig. 4

Le maximum se trouve en résolvant l'équation (3).

$$\Delta P_{\text{Max}} = P_n = \frac{3}{2} \left(\frac{4 \pi r}{n^2 e^2} \right)^{1/3} \sigma^{4/3} \epsilon^{1/3} \quad (4)$$

En résumé une bulle non chargée grossira si son rayon est supérieur au rayon critique.

$$r > r_c = \frac{2 \sigma}{P_{\infty} - P}$$

et une bulle chargée de n charges pourra croître si

$$P_{\infty} - P > P_n = \frac{3}{2} \left(\frac{4 \pi r}{n^2 e^2} \right)^{1/3} \sigma^{4/3} \epsilon^{1/3} \quad (5)$$

quel que soit le rayon du germe

Cette équation (5) détermine la température à laquelle on doit chauffer un liquide pour que l'état surchauffé de celui-ci soit sensible à la formation de groupes de n charges.

On montre qu'au-dessous d'une certaine température les germes suffisant pour produire une bulle visible proviennent très rarement des fluctuations statistiques de densité.

Si les particules perdent le long de leur parcours des groupes de charges on peut penser que la densité des bulles croît avec la température. Nous verrons plus loin que cette densité de bulles fut un des points les plus étudiés.

Cette théorie de GLASER a été longuement discutée et avant de résumer les articles de plusieurs auteurs il convient de signaler l'importance du nombre n de charges sur une bulle.

Pour $n = 2$ on est à la limite de formation de mousses et il semble que la théorie soit valable pour :

n compris entre 6 et 10

3°) DISCUSSION DE LA THEORIE ELECTROSTATIQUE

MARTELLI (8) calcula l'énergie électrostatique d'une bulle de rayon R contenant N ions.

a) en supposant une densité de charge volumique uniforme

b) en supposant une densité de charge superficielle uniforme

et il fit le rapport de ces deux énergies $Q = \frac{U(a)}{U(b)}$

$$\text{on trouve : } U(b) = \frac{1}{2} \frac{e^2 N^2}{\epsilon R} \left(1 - \frac{\epsilon}{N}\right)$$

Il a étudié le travail $W(R, N)$ de formation réversible isotherme d'une bulle de rayon R et ayant N charges. Cette théorie part des mêmes idées de base que celles de GLASER. Il en est de même pour BERTANZA (9) qui étudia le flux de bulles "critiques" se formant dans un liquide surchauffé et il en a déduit le "temps moyen d'attente" de la rupture de l'état métastable et la densité linéaire de bulles sur la trajectoire. ASKARIAN (10) suggère un nouveau mécanisme : un ion pourrait concentrer autour de lui un nombre suffisant de molécules douées d'un fort moment dipolaire de manière qu'au moment où cet ion se recombine, la répulsion mutuelle des molécules polaires pourrait créer un germe critique de bulle. D'une manière plus générale, l'influence d'un champ électrique statique ou variable devrait être très grande pour la germination des bulles. GOLDBURG (11) pensant la même chose appliqua un champ de 15 kV/cm à une chambre à propane et mesura la densité de bulles le long de

traces de protons de 450 M.e.V. en présence et en l'absence du champ électrique. Il ne trouva qu'une différence statistique (4 %) ce qui laisse supposer que les recombinaisons électrostatiques sont sans effet sur la formation des bulles ou bien que cette recombinaison dans un germe critique a lieu en moins de 10^{-11} secondes.

ARGAN (12) employa la théorie de GLASER dans les systèmes CO_2 - Propane et méthane - propane. Il étudia la pression minimum d'équilibre, à partir de laquelle il faut détendre le mélange pour qu'une bulle puisse germer à partir de n charges. Il obtient des résultats concordant avec la théorie pour n compris entre 2 et 10. HENDERSON (13) utilisant la même théorie s'aperçut que les courbes de pression-température théoriques et expérimentales coïncidaient pour $n = 2$ et $n = 6$ dans le cas méthane-propane.

Malgré ces dernières expériences la théorie de GLASER montrait de graves lacunes et bien avant l'étude avec champ électrique de GOLDBURG (11) GLASER lui-même, eut le mérite d'étudier ces lacunes.

Lorsqu'il construisit une chambre à XENON à l'Université de MICHIGAN il s'aperçut que celui-ci utilisé pur ne donnait pas de bulles, mais additionné de 2 % d'éthylène, il convient très bien. En effet le XENON est un bon scintillateur et la plus grande partie de l'énergie perdue par la particule sert à ioniser et à exciter les atomes du liquide. Le XENON étant monoatomique, ne peut pas avoir de degré de liberté de rotation ou de vibration pour désexciter les atomes pour collisions avant qu'ils perdent leur énergie. L'éthylène qui agit par "QUENCHING" fournit aux molécules les degrés de liberté nécessaires pour absorber la radiation et la convertir localement en énergie thermique.

Un autre argument contre la théorie électrostatique fut l'absorption des rayons alpha : la théorie demandait un groupement de 900 charges du même signe dans une sphère $2 \cdot 10^{-6}$ cm de diamètre ; cette charge est plus grande que la densité d'ionisation moyenne maximum obtenue en arrêtant un alpha même en admettant que les charges opposées soient séparées.

L'énergie totale perdue par une particule alpha est largement suffisante pour donner des bulles stables mais il faut envisager un autre processus de formation.

B) THEORIE DE "L'AIGUILLE CHAUDE"

GLASER avait remarqué que la densité linéaire de bulles était proportionnelle à la formation des rayons δ . On appelle rayon δ un électron libre qui a été éjecté lors de la collision d'une particule énergétique, avec un électron au repos. Cet électron est éjecté avec un angle et une énergie dépendant seulement de la vitesse de la particule incidente. CRAWFORD (36) décrit une méthode pour calculer la masse en mesurant l'angle et l'énergie du rayon δ émis à partir d'une particule incidente dont on connaît le moment.

La nouvelle théorie suppose que la particule en pénétrant dans le liquide va donner naissance à des rayons δ le long de sa trajectoire. Ces rayons δ seront freinés brutalement et engendreront des "points chauds" en perdant leur énergie cinétique dans des régions très localisées. Ces "points chauds" sont la source d'explosions produisant des bulles de rayon supérieur au rayon critique en un temps de l'ordre de 10^{-11} seconde. Ainsi les germes critiques auraient une origine thermique et on a donné le nom "d'aiguille chaude" à cet ensemble de "points chauds" jalonnant la trajectoire d'une particule.

BUGG (3) partit de la théorie de FÜRTH relative à la formation de mousse par suite de fluctuations thermiques locales. Les ions et les rayons δ perdent la majeure partie de leur énergie dans des collisions secondaires et la convertissent ainsi en énergie cinétique des molécules. Cela rejoint directement les observations de GLASER sur le cas du Xénon.

La croissance des germes formés par un "point chaud" est analogue à celle des bulles provenant d'explosions sous marines, c'est-à-dire que l'évolution se fait en trois stades.

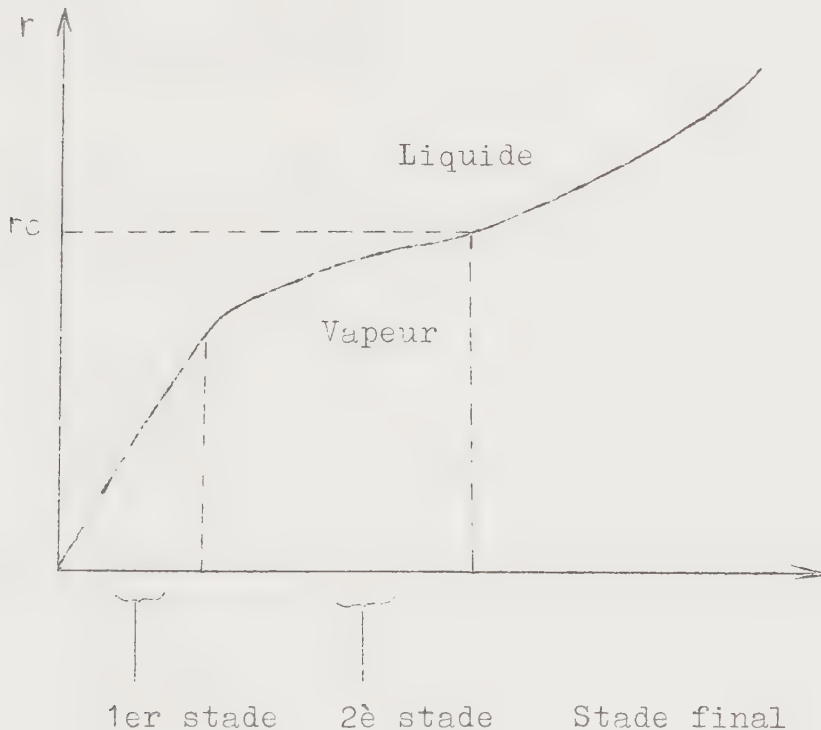


Fig. 5

L'enveloppe de la bulle augmente avec la vitesse initiale qui est la somme de la vitesse du son dans le gaz et la vitesse d'expansion du gaz due à la forte pression (d'où le nom de bulle supersonique). Dans la première phase la croissance ne dépend que de l'évaporation du liquide dans la bulle et de la vitesse du son dans le gaz. Cette phase explosive est très brève et cesse quand toute l'énergie du point chaud a été utilisée à l'évaporation du liquide.

La croissance est alors gouvernée par la pression du gaz à l'intérieur de la bulle et dans le deuxième stade il se produit des fois une petite évaporation.

SEITZ (15) a étudié avec soin la deuxième phase et nous verrons plus en détail dans le paragraphe suivant le stade final de la croissance des bulles.

D'après SEITZ la deuxième phase a une évolution plus lente gouvernée par les forces de pression et d'inertie. L'importance de la viscosité est très grande. Il a étudié l'énergie minimale nécessaire à la création de germes pouvant donner naissance à des bulles.

L'énergie minimale E_m est la somme de l'énergie de surface et de la chaleur de vaporisation. Si nous posons que cette bulle est formée si rapidement que l'énergie de vaporisation ne peut pas provenir du milieu ambiant

$$E_m = 4 \pi \sigma r_c^2 + \frac{4}{3} \pi r_c^3 n_v H_s \quad (6)$$

ou n_v = nombre de mole par unité de volume de vapeur à la pression d'équilibre p_e

r_c = rayon critique ou rayon à l'équilibre

H_s = chaleur de sublimation de la mole.

Nous rappelons l'équation (1)

$$P_r - P = \frac{2 \sigma}{r_c} \approx P_e$$

$$\text{d'où } r_c = \frac{2 \sigma}{P_e}$$

et la nouvelle valeur de E_m

$$E_m = 16 \pi \frac{\sigma^3}{P_e^2} \left(1 + \frac{2}{3} \frac{n_v}{P_e} H_s \right) \quad (7)$$

$$E_m = 16 \pi \frac{\sigma^3}{P_e^2} \left(1 + 2 \frac{H}{3Z R_g T} \right) \quad (8)$$

avec Z = facteur de compressibilité

$$= P_e V / R_g T$$

V = Volume molaire

R_g = constante des gaz

E_m décroît quand la température de la chambre croît.

L'analyse des résultats montre qu'il y a une différence entre le seuil d'énergie E nécessaire à former des bulles de tailles convenables dans les conditions d'emploi des chambres à bulles et l'énergie minimale E_m nécessaire à former des bulles critiques.

Il est raisonnable de penser que cela provient du fait que les bulles doivent se former rapidement dans des conditions assez loïn de l'état d'équilibre. Il y a en effet une limitation dans le temps de formation par suite de la conduction thermique du milieu. Le "point chaud" produit par l'élection sera dissipé par perdition calorifique.

Il est donc essentiel que les bulles se forment avant que l'énergie thermique ne soit dissipée.

SEITZ montra que des rayons δ de 1 k.e.V environ perdent leur énergie dans une région de 10^{-6} cm de rayon pour produire des bulles supérieures aux dimensions critiques en 10^{-10} s.

Le nombre de rayons δ par centimètre de parcours d'énergie comprise entre E_1 et E_2 en kV est donné par :

$$n_{\delta} = \frac{153}{\beta^2 A} \frac{Z \rho}{A} \left(\frac{1}{E_1} - \frac{1}{E_2} \right)$$

avec ρ = densité

Z et A = numéro et masse atomique

$\beta = \frac{v}{c}$ de la particule

HARACZ (5) se basant sur les travaux de BUGG, SEITZ, FURTH et ZWICK donne une description complète de l'évolution des bulles depuis leur éclosion. Il analyse surtout la théorie de la formation et de l'absorption des rayons δ . Comme BUGG il distingue deux phases dans l'accroissement subcritique d'une bulle : une expansion supersonique due à la libération explosive de l'énergie d'un rayon δ , suivie d'une phase où l'évolution, gouvernée par les forces de pression et d'inertie, est lente.

JOHANSON (15) réussit à interpréter grâce à la même théorie les résultats obtenus avec du propane, du fréon et de l'hexafluorure de soufre.

VAVILOV (16) rejette la théorie électrostatique, d'après lui, toute l'énergie des δ freinés brutalement est transformée en chaleur. S'il faut l'énergie E_m pour la formation d'une bulle en un endroit de dimension analogue à la grosseur d'une bulle et si l'on suppose que la formation est isothermique nous avons :

$$E_m = Nq + pV + 4\pi r_c^2 \sigma$$

si le liquide est faiblement surchauffé :

$$r_c = \frac{2\sigma}{P_\infty - P}$$

avec N = nombre de mole de gaz

q = quantité de chaleur pour évaporer une mole

$$E_m = \frac{16\pi\sigma^3}{(P_\infty - P)^2} \left(1 + \frac{2}{3} P_\infty \frac{\frac{P}{P_\infty} + \frac{A}{KT}}{P - P_\infty} \right)$$

Il trouve que la densité linéaire $q(\beta, P)$ de bulles pour la vitesse $v = \beta c$ est donnée par :

$$q(\beta, P) = \frac{A}{\beta^2} (P_{\infty} - P)^6 \left(\log \frac{B}{1 - C\beta^2} - \beta^2 \right)$$

A, B, C sont des constantes

BERTANZA (17) trouve deux causes principales à la formation des bulles :

- 1°) la formation d'ions en fin de parcours d'un rayon γ
- 2°) la perte d'énergie sur la trajectoire, formant des "points chauds" d'énergie suffisante pour engendrer une bulle "critique".

Le nombre de bulles par centimètre est donné par :

$$n = n_1 + n_2$$

BROWM (18), ASKARIAN (19) étudièrent la densité linéaire de bulles en se basant sur la théorie des rayons γ .

C) AUTRES THEORIES DE LA GERMINATION

KAGAN (20) a essayé d'expliquer la formation des bulles de vapeur le long d'une trajectoire de particules comme le résultat d'un passage d'une bulle "critique" dans une région où a été localisée de l'énergie perdue par la particule ; on peut calculer l'étendue de ces régions pour des particules lourdes dans un liquide de faible poids moléculaire.

RIEPE (21) a étudié des chambres à bulles à fréon 12 (C Cl₂ F₂) repérées avec du ²¹⁰Po et du fréon 13 F (C Br F₃) repérées avec des électrons de 31 M.e.V. Il détermina le rayon critique des bulles de l'ordre de 1.000 Å et l'énergie correspondante de la bulle à 112 k.e.V.

HAHN et HUGENTOBLE (22) étudièrent les traces de mesons π^- de 16 G.e.V. Il tracèrent les courbes de la fonction ρ pour une chambre à fréon.

$$\rho = \frac{0,056}{R^2} \text{ Log } (\gamma^2 - 1) + 15 - \beta^2$$

$$\text{avec } \gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2} = 115 \text{ pour les } \pi^- \text{ primaires}$$

Les rayons δ ne peuvent pas être responsables de l'accroissement relativiste de 30 % observé pour ρ mais les auteurs n'émettent pas d'autre idée.

V - CROISSANCE DES BULLES

Nous avons étudié les différentes théories qui régissent la germination des Bulles, il convient de voir, maintenant, quels sont les paramètres qui influent sur la croissance des bulles depuis le germe jusqu'à la bulle visible.

ZWICK et PLESSET (23 et 24) furent les deux auteurs qui étudièrent en premier ce phénomène.

La croissance d'une bulle formée dépend de la tension de surface, de l'inertie du liquide et de la différence entre les pressions dans la bulle et dans le liquide. Au voisinage de l'équilibre la croissance est lente mais elle croît quand la bulle grossit par suite de la diminution de la tension de surface.

La vitesse de croissance radiale de la bulle est environ de 10 cm/s et peut être négligée devant la vitesse du son dans le gaz et on peut négliger les effets de compressibilité.

L'équation de croissance d'une bulle dans un liquide non visqueux et incompressible en fonction du temps est :

$$R \left(\frac{d^2 R}{dt^2} \right) + \frac{3}{2} R^2 = [P_{\infty} - P] \rho$$

ρ = densité du liquide

Une solution en est donnée sous forme de la fonction $R(t)$ quand t est grand.

$$R = R_0 \left(\frac{2}{\pi \mu} \right) \left(\frac{\alpha t}{3} \right)^{1/2} \left[1 + O \left(t^{-1/2} \right) \right]$$

$$\text{ou } \alpha = \left(\frac{2\sigma}{\rho R_0^3} \right)^{1/2} \quad \mu = \frac{A L \rho_1}{3k R_0 \alpha} \left(\frac{D}{\pi \alpha} \right)^{1/2}$$

$$A = \frac{1}{\Delta T} \quad \frac{2\sigma}{\rho R_0}$$

- R_0 = rayon initial du germe
 σ = tension superficielle
 ρ_1 = densité de vapeur
 ρ = densité du liquide
 D, K = cte de diffusion de la chaleur
 ΔT = surchauffe du liquide

Cette équation complexe montre l'importance de l'effet du transfert de la chaleur à la surface d'une bulle.

FORSTER (25) à l'aide d'une équation intégral-différentielle montra l'existence de deux domaines.

- le premier de l'ordre de 10^{-4} seconde où les forces hydrodynamiques sont prépondérantes,
- un deuxième où seules comptent l'évaporation et la surchauffe.

HELLMAN (26) étudia lui-même le problème et compara ses résultats avec ceux de FORSTER & ZWICK.

$$\text{FORSTER : } R(t) = \pi^{1/2} \left[\frac{\rho_1 C_1}{\lambda \rho'} (at)^{1/2} \Delta T_S \right]$$

$$\text{ZWICK : } R(t) = \left(\frac{12}{\pi} \right)^{1/2} \left[\frac{\rho_1 C_1}{\lambda \rho'} (at)^{1/2} \Delta T_S \right]$$

$$\text{HELLMAN : } R(t) = 2 \left[\frac{\rho_1 C_1}{\lambda \rho'} (at)^{1/2} \Delta T_S \right]$$

avec λ = Chaleur de vaporisation

ρ_1 = densité du liquide

ρ' = - de la vapeur

C_1 = chaleur spécifique du liquide

a = cte de diffusion de la chaleur

BIRKHOFF (27) généralisa les travaux de ZWICK et GRIFFITH (28) étudia le cas de plusieurs pressions et températures.

ZUBER (29) étendit la théorie de JAKOB et BONSJAKOVIC aux liquides possédant des gradients de température, il propose une formule complexe comprenant plusieurs constantes empiriques.

Il transforma l'équation des deux précédents :

$$L \rho_v \frac{dR}{dt} = K \frac{T_o - T_s}{\sqrt{\pi} a t}$$

$$\text{en : } L \rho_v \frac{dR}{dt} = b \left[K \frac{T_o - T_s}{\sqrt{\pi} a t} - q_b \right]$$

ou L = chaleur latente de vaporisation

ρ_v = densité de la vapeur

K = conductivité thermique

T_o = température du liquide surchauffé.

T_s = - de la vapeur saturante

a = constante de diffusion

b = - numérique de valeur incertaine

q_b = flux de chaleur par cm^2 entre la bulle et le liquide.

Maintenant que nous avons vu les phénomènes de germination et de croissance des bulles dans un liquide il convient d'étudier les différents liquides et nous n'étudierons ici que le cas des liquides lourds.

VI - LIQUIDES LOURDSA) POUVOIR d'ARRET

Chaque liquide arrête une particule sur un parcours plus ou moins long dépendant de l'énergie de la particule et des caractéristiques du liquide.

Le parcours R est donné par :

$$R_{(\text{cm})} = 0,58 \quad E^2 / \rho \quad (Z / A)$$

Avec E : l'énergie de la particule,

ρ : densité du liquide,

Z/A : rapport du nombre d'électrons au poids atomique de la molécule

Comme nous sommes limités par la longueur de la chambre nous devons obtenir un grand pouvoir d'arrêt pour identifier les particules très énergétiques, c'est-à-dire il faut que $\rho \times Z/A$ soit grand.

La probabilité de la conversion d'un rayon gamma en une paire négaton - positon est grossièrement proportionnel au carré du nombre atomique Z de l'atome du liquide (3). Le pourcentage de gamma matérialisés sur le parcours l est :

$$\left\{ 1 - \exp \left(- \frac{1}{L} \right) \right\}$$

avec L : libre parcours du gamma dans le milieu

$$L = f (Z, E) X_0$$

X_0 est la longueur de radiation du liquide,
 $f(Z, E)$ est une fonction de l'énergie E et
du nombre atomique Z

$f(Z, E)$ dépend peu de Z et souvent on peut
prendre L proportionnel à X_0 pour
une énergie donnée.

B) COMPARAISON DES DIFFERENTS LIQUIDES

LIQUIDE	TEMPERATURE d'utilisa- tion (°C)	DENSITE g/cm ³	X_0 cm	LIBRE PARCOURS d'un γ de 100 M.e.V (cm)
Hydrogène	- 246	0,06	1.145	2.740
Propane	60	0,425	108	220
Xenon	- 19	2,3	3,5	6,4
W F ₆	149	2,4	3,8	7,0
50% d'iodure de méthyl dans le pro- pane	120	1,4	7,6	13,1
30% d'iodure de méthyl dans le pro- pane	85	1,0	12,2	21,2
C F ₃ Br	30	1,50	11,0	19,8
C F ₂ Br ₂	148	1,6	8,5	15,1

Pour H ₂	nous avons	Z/A = 1
le propane		0,59
CF ₂ Br ₂		0,46

d'où les produits $\rho \times Z/A$

$$\begin{aligned} \text{H}_2 &= 1 \times 0,06 = 0,06 \\ \text{Propane} &= 0,59 \times 0,425 = 0,25 \\ \text{CF}_2 \text{ Br}_2 &= 0,46 \times 1,6 = 0,738 \end{aligned}$$

C'est-à-dire qu'à énergie égale le parcours R sera 4 fois plus faible dans le propane et 12 fois dans le CF₂ Br₂ que dans l'hydrogène.

Avec le Xenon GLASER a construit une chambre à Michigan où le pourcentage de production de paire est de 90 % mais la construction est délicate du fait du grand pouvoir d'extension du gaz.

La chambre avait 12 inch. sur 10 inch. et la température était de - 19°C. On mélangeait 2 % d'éthylène au Xenon pour éviter la scintillation comme il a été indiqué dans la discussion de la théorie électrostatique.

ALYEN a proposé l'hexafluorure de tungstène au lieu du Xenon à cause de la différence de prise mais l'hydrolyse de ce corps est dangereux en effet :



et il y a attaque des fenêtres en verre avec production d'eau d'où réaction en chaîne.

Une telle chambre de 12 inch de diamètre a été construite mais il convient d'éviter les vapeurs du gaz qui est très toxique.

Un autre grand avantage de ce corps est qu'il peut remplacer le propane dans une chambre conçue pour ce dernier, ce qui fait qu'avec la même chambre on peut étudier plusieurs catégories de particules.

Avec une telle chambre BUGG détermina avec précision le moment p d'une particule.

La diffusion multiple introduit une erreur Δp telle que

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{4,1}{B \beta \sin \emptyset} \sqrt{X_0 l}$$

B = champ magnétique en kilogauss

l = parcours de la trajectoire dans l'espace

$\emptyset$ = angle entre la direction du champ magnétique

et le moment de la particule

$$\beta = v / c$$

On peut évaluer p par diffusion multiple de la même façon que dans les émulsions nucléaires.

Pour cela on mesure à intervalles réguliers les déviations de la trajectoire par rapport à une ligne droite.

On trouve la différence seconde ($\bar{D}$)

$$|\bar{D}| = \left(\frac{13}{X_0}\right)^{1/2} \frac{12,4}{p \beta}$$

La précision est 10 fois plus faible que dans les émulsions nucléaires. Il faut noter que l'on n'emploie pas de champ magnétique avec les liquides lourds qui ont une longueur de radiation très courte comme le Xenon.

VII - REALISATION D'UNE CHAMBRE A LIQUIDE LOURD

Nous avons déjà vu qu'une chambre à fréon pouvait indifféremment servir pour ce liquide ou pour le propane ou même pour des mélanges de ces deux corps. Nous allons étudier la réalisation d'une telle chambre qui, du fait de ces divers remplissages, pourra analyser des phénomènes sur une gamme d'énergie assez étendue.

La chambre B P 3 de 300 litres fut construite dans les Laboratoires de l'Ecole Polytechnique. Elle travaille avec un champ de 20.000 gauss et utilise le propane et le fréon 1.3 B1 (C F₃ Br)

Ses dimensions intérieures sont de :

100 x 50 x 50 cm, avec une ouverture de 50.

Le faisceau pénètre par le côté, les flashes sont situés au-dessus et la détente est effectuée à l'aide d'une membrane élastique disposée face au hublot de prise de vue (cf. figure 6).

L'aimant est fermé par deux pièces polaires qui donnent la rigidité à l'ensemble. Nous allons maintenant étudier séparément et plus en détail chacune des parties.

L'AIMANT -

Le volume de champ à produire est très élevé il est encore accru par le fait que les bobinages doivent être placés extérieurement aux différentes enceintes. Il n'est pas possible d'adjoindre un noyau à l'intérieur du bobinage puisque c'est dans cet espace que se trouve la chambre proprement dite, enfin il n'est pas possible de limiter la puissance moyenne par application d'une alimentation électrique pulsée car les courants de FOUCAULT induits dans le corps de la chambre et les différents éléments seraient nuisibles au bon fonctionnement de l'ensemble.

L'aimant se trouve donc constitué par deux grandes bobines sans fin à courant permanent qui sont caractérisées par l'importance des puissances électriques et les moyens de refroidissement qu'elles mettent en jeu.

pièce polaire
Hublot

Sas de
sécurité

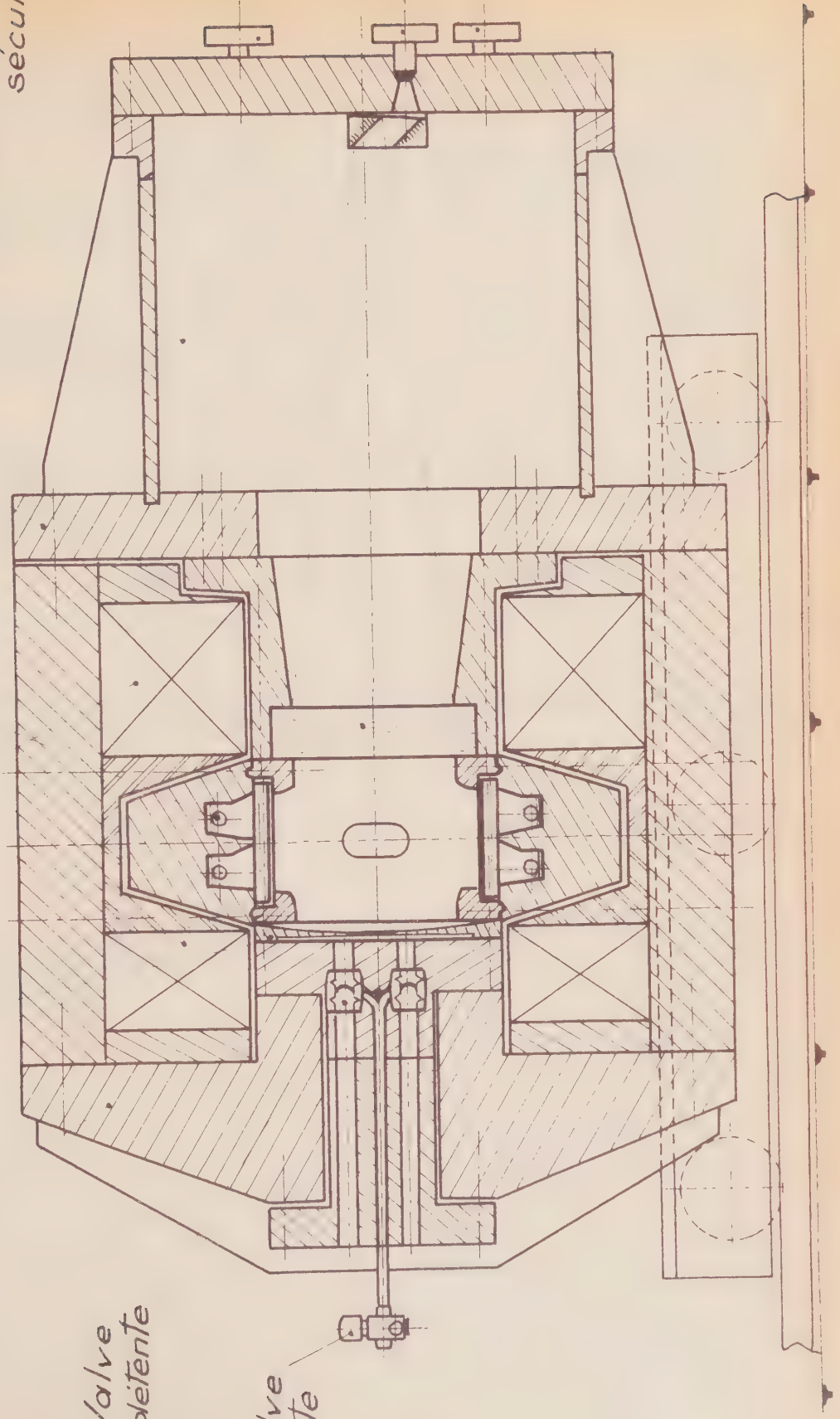
pièce polaire
membrane aimant flash

pièce polaire

Valve
de détente

Valve
pilote

Caméra



Le mode de construction le plus simple consiste à réaliser les bobines en "galettes" superposées. Chaque galette est constituée par un enroulement plan en spirale et on peut les brancher soit en série soit en parallèle suivant la puissance nécessaire ; ce qui est très intéressant car la chambre peut alors être utilisée pour des accélérateurs différents comme ce fut le cas (C.E.R.N. - C.E.N./SACLAY)

Une spire est constituée par un conducteur en cuivre de 2 cm^2 comportant au centre une cavité de 1 cm^2 dans laquelle circule l'eau déminéralisée de refroidissement.

Le poids total de l'aimant est de 60 Tonnes. L'homogénéité du champ dans le volume utile est peu influencée par la forme des spires, mais vu la différence des pièces polaires on ne répartit pas les galettes de façon symétrique :

7 du côté de la grosse pièce polaire,
 .. contre 11 de l'autre côté.

On connecte certaines galettes en série et d'autres en parallèle de façon à avoir une bonne distribution du champ.

A SACLAY, l'aimant travaillait sous :

600 V. et 3.800 A., ce qui correspond à

2, 28 M W

Le champ au centre était de 19.550 gauss et la variation de celui-ci ne dépassait pas 5 % aux extrémités.

LA CHAMBRE -

Elle est disposée dans un espace rectangulaire de 124 x 74 cm à l'intérieur de l'aimant. Elle est en acier inoxydable (18% Cr, 13% Ni, 0,06 % Ti) de façon à ne pas être magnétique et facile à polir.

Les deux grandes faces sont occupées par le hublot et le système de détente.

Le hublot à 16 cm d'épaisseur et il est en verre au borasilicate.

La détente a lieu ici, grâce à une membrane de caoutchouc noir de façon à améliorer la qualité des photographies.

Entre le hublot et les caméras se trouve un sas de sécurité rempli d'azote sous pression de façon qu'en marchant le hublot ne soit pas soumis à des variations de pressions dépassant 10 atmosphères.

LA DETENTE -

Le mouvement de détente est commandé à l'aide d'azote sous pression débité par 8 valves pour la détente, et 4 pour la recompression.

Durée de la détente : 20 m sec.

détente + compression : 45 m sec.

SYSTEME PHOTOGRAPHIQUE -

Les flashes au nombre de quatre sont situés au-dessus de la chambre. Ils ont 1 m. de long et débitent chacun une énergie de 100 joules en 0,4 m sec.

Vu cette grande énergie ils sont refroidis par de l'azote sous pression.

Ils sont disposés de telle façon qu'au moment de la photographie toute la chambre est illuminée alors que le diaphragme reste dans l'ombre.

Les trois caméras principales sont disposées en triangle et leurs axes optiques sont parallèles - le film est du KODAK plus X non perforé.

Dans le cas d'étude rapide on dispose d'une caméra auxiliaire.

PERFORMANCES d'UNE TELLE CHAMBRE

LIQUIDE utilisé	TEMPERATURE °C	PRESSION de Vapeur (atm)	RECOMPRESSION (atm)	DETENTE (atm)
Propane	55	19,5	2 1	12
Fréon (50%) Propane (50%)	38	19,5	2 1	11
Fréon (14%) Propane (86%)	50	19,5	2 1	11

MELANGE	DENSITE	LONGUEUR de RADIATION (cm)	MOMENT d'une PARTICULE de 50 cm de parcours (M. e. V/C)	$(\frac{\Delta P}{P})_{\text{sec}}$
Propane	0,43	110	2 2 5	3,8 %
50% Propane 50% Fréon	0,93	19	2 6 0	9,2%
86% Propane 14% CF ₃ Br	0,56	50	2 3 0	5,7%
C F ₃ Br	1,49	11	3 2 0	12,2%

$\left(\frac{\Delta P}{P}\right)$ sec. est l'erreur relative de la mesure du moment pour une particule relativiste d'un parcours (l) de 50 cm dans un champ de 20.000 gauss (B)

$$\left(\frac{\Delta P}{P}\right) \text{ sec.} = \frac{5,7}{B \beta \sqrt{X l}}$$

B en Weber/m²

X et l en mètre

Dans 50% propane-fréon, les électrons sont facilement détectables du fait de leur grande énergie perdue. On peut utiliser cette propriété dans l'étude des décroissances électroniques de :

$$\Lambda^0 \text{ et } \Sigma^0$$

Quand la chambre est remplie de fréon pur, le volume sensible est équivalent à 400 Kg de matière et cela est très intéressant pour la détection des neutrines.

$$\begin{array}{ccc} & 0 & \\ 0 & & 0 \end{array}$$

B I B L I O G R A P H I E

REMARQUE..- Dans les chiffres qui suivent le titre d'un ouvrage,

le 1er indique l'année,
 le 2ème indique la tomaisn si nécessaire,
 le 3ème indique la page à laquelle débute l'article.

=====

(1) GLASER D.A.

The Bubble Chamber
 Handb. der Phys. 45 314

(2) GLASER D.A.

Progress Report on the development of
 Bubbles Chambers
 Nuovo Cimento Suppl. 1954
 Vol. 11 n°2 361
 Phys. Rev. 1953 91 762

(3) BUGG D.V.

The Bubble Chamber
 Prog. Nucl Phys. 1959 7 1

(4) BRADNER H.

Bubble Chambers
 Ann. Rev. Science 1960 10 109

(5) HARACZ R.D.

Acompendium of the literature on the
theory of Bubble Chamber operation
Thesis. WAYNE STATE UNIV. DETROIT 2
MICHIGAN, U.S.A. 1960

(6) GRANET P.

Les Chambres à Bulles
I.N.S.T.N. - SACLAY 1960

(7) MONOD P.

Etudes faites sur les Bulles
C.E.N./SACLAY - Série Biblic. n°26
1962

(8) MARTELLI G.

Influence of Ions on the Nucleation
process in liquids
Nuovo Cimento 1954 12 2.260

(9) BERTANZA L. et MARTELLI G.

Influence of Ions on nucleation process.
Nuovo Cimento 1955 10/1 324

(10) ASKARIAN G.A.

Some new possibilities of Ionic phenomena
in metastable liquids
Sov. Phys. J.E.T.P. 1957 5 1.011

(11) GOLDBURG W.I.

Experimental Study of bubble formation in
bubble chamber
Phys. Fluids 1958 1 353

(12) ARGAN P.E. et GIGLI A.

On the Bubble Formation in super saturated
gas liquid solutions
Nuovo Cimento 1956 4/4 953

(13) HENDERSON C. - KALMUS G.

Correlation for Gas Bubble chamber results
with GLASER's theory
Nuovo Cimento 1957 Vol.6 n°4
925

(14) JOHANSON T.

The dependance of bubble density for an
ionising particle on the temperature and pressure
in bubble chamber
Arkiv. för Fysik 1961 19/5 383

(15) SEITZ F.

On the theory of bubble chamber
Phys. Fluids 1958 1 2

(16) VAVILOV P.V.

On bubble chamber
Sov. Phys. J.E.T.P. 1957 Vol.5
n° 6 - 1.276

(17) BERTANZA L, MARTELLI G., TALLINI B.

Bubble density along the path of ionising
particules crossing a bubble chamber.
Nuovo Cimento 1957 V 4 940

(18) BROWN, DODD, GLASER, PERL, RAHM

The University of Michigan Bubble chamber
Programm
C.E.R.N. Symposium 1956 3

(19) ASKARIAN G.A.

On the mechanism of initiation of boiling
of liquid metastable systems by ionising radiation
Sov. Phys. J.E.T.P. 1957 4, 5
761

(20) KAGAN Y.

A contribution to the theory of bubble
chamber

Doklady Akad. Nauk. 555 R
1958 119 247

(21) RIEPE G. et HAHN B.

Einige Ergebnisse zur blasen Bildung durch
den Zerfall von ^{210}Po und durch schnelle Elek-
tronen

Helv Phys. Acta 1960 33 540

(22) HAHN B. et HUGENTOBLE E.

Relativistic increase in bubble density in
a C Br F₃ Bubble Chamber

Nuovo Cimento 1960 17/6 983

(23) ZWICK S.A. et PLESSET M.S.

The growth of vapor bubbles in super
heated liquids

J. Appl. Phys. 1954 25/4 493

(24) ZWICK S.A. et PLESSET M.S.

On the dynamics of small vapor bubbles

J. of Maths and Phys.
1954 33 308

(25) FORSTER A.K. et ZUBER N.

Growth of a vapor bubble in a super heated
liquid

J. of Appl. Phys. 1954 25 474

(26) HELLMAN S.K., KAMINSKY et KUPP R.W.

Report on completed work on transient
boiling

W.A.P.D. V. (F.B.E.) 115

(27) BIRKHOFF G. - MARGULIES M.S. et HORNING W.A

Spherical bubble growth

Phys. of Fluids 1958 1 201

(28) GRIFFITH P.

Bubble growth rates in boiling

A.S.M.E. 57 A T 2 Oct. 1956

(29) ZUBER

The dynamics of vapor bubbles in non
uniform temperature fields

Internat. J. of Mass and heat
transfer 1961 2 83

(30) ALVAREZ L.W.

Bubble chambers specialized reports
LAWRENCE RADIATION LABORATORY
University of CALIFORNIA

Sept. 1960 99

(31) HILDEBRAND R.

Performance and capabilities of bubble
chamber

LAWRENCE RADIATION LABORATORY
University of CALIFORNIA

Sept. 1960 143

(32) GROUPE L.P.C.H.E - C.E.N./SACLAY

Les chambres à bulles du laboratoire de
Physique corpusculaire à haute énergie

L'Onde électrique

Mai 1962 1 n° 422

(33) ROGOSINSKI A.

Sur une chambre à bulles expérimentale à
propane

Rapport C.E.A. 1957 607

(34) ROGOSINSKI A.

Une chambre à bulles à propane de 16 litres

L'Onde électrique

Juin 1959 n° 387 617

(35) BLOCH - LAGARRIGUE - ROUSSET - RANCON

A 300 liter heavy liquid bubble chamber

Ecole Polytechnique - PARIS

Déc. 1960

(36) CRAWFORD

Univ. Calif. Radiation Lab.

Rept. U.C.I.D. 241 Nov. 1957

